



Modelisation numerique des phenomènes de chauffage et de densification durant le procede de frittage flash

Paméla Mondalek, Luisa Silva, Michel Bellet

► To cite this version:

Paméla Mondalek, Luisa Silva, Michel Bellet. Modelisation numerique des phenomènes de chauffage et de densification durant le procede de frittage flash. 10e colloque national en calcul des structures, May 2011, Giens, France. 8 p. ; Clé USB. hal-00592714

HAL Id: hal-00592714

<https://hal.science/hal-00592714>

Submitted on 3 May 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Modélisation numérique des phénomènes de chauffage et de densification durant le procédé de frittage flash

P. Mondalek, L. Silva, M. Bellet

*MINES ParisTech, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), UMR CNRS 7635, Sophia Antipolis, France
pamela.mondalek@mines-paristech.fr
luisa.silva@mines-paristech.fr
michel.bellet@mines-paristech.fr*

Résumé — Le frittage flash est un procédé de compaction de poudre qui consiste à appliquer un courant électrique pour échauffer la matière simultanément à l'application d'une pression. Ce papier traite la simulation numérique des problèmes couplés électrique thermique et mécanique qui interviennent dans le procédé. Une étude est effectuée pour comprendre la distribution du courant électrique qui affecte la distribution de la température et ainsi la distribution des contraintes et de la porosité durant la compaction.

Mots clefs — Eléments finis, frittage, SPS, comportement viscoplastique, loi d'Abouaf.

1 Introduction

Le frittage flash (aussi appelé SPS, Spark Plasma Sintering) est une technique non conventionnelle de compaction de poudre. Cette technique a été développée dans le but de densifier des alliages difficiles à mettre en œuvre avec les procédés classiques de métallurgie des poudres. La cinétique de densification due à la vitesse de chauffage très importante est le principal avantage du frittage flash. Il est ainsi possible de produire des matériaux spécifiques tels que les métaux, les alliages ou les céramiques nanostructurées, les nanocomposites avec d'excellentes propriétés physiques, conservant la finesse de la microstructure initiale. Cette technologie intéresse le secteur aéronautique puisque l'application du frittage flash aux intermétalliques à hautes performances difficiles à élaborer (TiAl ou NbSi), devrait permettre leur utilisation dans les turbines et moteurs à combustion interne à un coût raisonnable. Ces matériaux à faible densité ont un potentiel pour améliorer le rendement énergétique et réduire les émissions polluantes. La principale caractéristique du frittage flash est que le courant électrique se distribue entre l'outillage et le milieu pulvérulent, en fonction des conductivités électriques, pour générer un chauffage interne de l'ensemble, combinant effet Joule et conduction, contrairement aux procédés classiques dans lesquels le chauffage se fait exclusivement par conduction. Plus précisément, la poudre à compacter est placée dans un moule en graphite et soumise à un effort axial au moyen de pistons en graphite, pendant qu'elle est échauffée par effet Joule et/ou par conduction. Le milieu pulvérulent est alors exposé à différents phénomènes physiques, couplés, qu'il convient de modéliser pour mieux les analyser. En effet, en pratique, des difficultés apparaissent lors de la mise en forme de pièces complexes : la circulation du courant et la vitesse de chauffage qui en résultent induisent des hétérogénéités au sein de la poudre ce qui cause des hétérogénéités dans la distribution des contraintes et ainsi dans la densification et la microstructure du matériau densifié.

Dans ce travail, nous présentons la simulation des problèmes électrique thermique et mécanique se basant sur un modèle viscoplastique compressible. Nous détaillons tout d'abord les équations du couplage de ces trois problèmes ainsi que la loi de comportement du problème mécanique. Par la suite, nous présentons la méthode de résolution, puis les résultats du couplage. Ensuite, nous passons à une géométrie plus complexe pour laquelle nous simulons la densification, afin d'observer les hétérogénéités en pression et densité.

1 Modélisation par éléments finis

1.1 Equations

Le modèle d'éléments finis est gouverné par un ensemble d'équations. Dans cette section, on

présente l'ensemble des équations gouvernant les différents phénomènes [10]. Le courant électrique cause le chauffage traversant les différents milieux conducteurs. Le modèle électrique est basé sur la conservation de la charge et dérive de la loi d'Ohm. Le potentiel électrique U vérifie:

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{J}} = \nabla \cdot (\sigma_e \vec{\mathbf{E}}) = \nabla \cdot (-\sigma_e \nabla U) = 0 \quad (1)$$

où $\vec{\mathbf{J}}$ est la densité de courant électrique, σ_e la conductivité électrique et $\vec{\mathbf{E}} = -\nabla U$ le champ électrique.

On considère le domaine de calcul Ω , englobant outillage et poudre. La formulation variationnelle du problème électrique s'écrit :

$$\forall U^*, \int_{\Omega} \sigma_e \nabla U \cdot \nabla U^* d\Omega + \int_{\Gamma} U^* \vec{\mathbf{J}} \cdot \vec{\mathbf{n}} d\Gamma = 0 \quad (2)$$

où U^* représente la fonction test.

D'autre part, le problème thermique est modélisé par l'équation de la conservation de l'énergie:

$$\nabla \cdot (-k \nabla T) + \rho c_p \frac{dT}{dt} = q_e \quad (3)$$

où k représente la conductivité électrique, ρ la masse volumique, c_p la chaleur spécifique et q_e le terme de source thermique. Vu que la source d'énergie interne est produite par le chauffage par effet Joule, le terme de source s'écrit : $q_e = \vec{\mathbf{J}} \cdot \vec{\mathbf{E}}$ et la forme faible du problème thermique s'écrit :

$$\forall \phi^*, \int_{\Omega} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \phi^* d\Omega + \int_{\Omega} k \nabla T \cdot \nabla \phi^* d\Omega - \int_{\Gamma} k \nabla T \cdot \vec{\mathbf{n}} \phi^* d\Gamma = \int_{\Omega} q_e \phi^* d\Omega \quad (4)$$

La poudre est considérée comme un milieu continu, caractérisé par sa densité, qui subit donc une évolution durant la densification. A chaque instant, on calcule la masse volumique ρ en tout point du milieu comme étant le produit d'une densité relative avec la densité du matériau à l'état dense ($\rho = \rho_0 \rho_r$). Le modèle mécanique est gouverné par l'équation fondamentale de la dynamique dans laquelle on néglige les effets de la gravité et de l'inertie :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = 0 \quad (5)$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ désigne le tenseur des contraintes. On considère que la déformation plastique des grains domine dans la densification et on définit une loi de comportement viscoplastique de la poudre à l'échelle macroscopique. Le cadre de cette étude est identique à celui défini par Shima et Oyane [9], Abouaf et al. [1]. Supposant que le matériau dense obéit à une loi de la forme $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbf{F}(\bar{\sigma}, T)$ où $\bar{\sigma}$ et $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ représentent respectivement la contrainte de von Mises et le taux de déformation équivalente, alors le matériau à l'état poreux obéit à la même loi de déformation utilisant les expressions de Green pour la contrainte et la vitesse de déformation généralisées :

$$\bar{\sigma} = \left[\frac{3}{2} c(\rho_r) \text{dev}(\boldsymbol{\sigma}) : \text{dev}(\boldsymbol{\sigma}) + f(\rho_r) (\text{tr} \boldsymbol{\sigma})^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \left[\frac{2}{3c(\rho_r)} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \left(\frac{1}{9f(\rho_r)} - \frac{2}{9c(\rho_r)} \right) (\text{tr} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}})^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

c et f sont deux fonctions décroissantes de la densité relative [1]. Quand la densification tend à être complète, c'est-à-dire quand la densité relative tend vers 1, c et f tendent respectivement vers 1 et 0. Les expressions classiques de von Mises sont alors retrouvées. Durant le procédé SPS un taux de chauffage de 100°C/min est suivi, et des températures très élevées sont directement atteintes. On considère alors un potentiel viscoplastique de type Norton-Hoff, où $\bar{\sigma}$ et $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ vérifient les expressions du matériau poreux :

$$\varphi = \frac{m}{m+1} K(T) \left(\frac{\bar{\sigma}}{K\sqrt{3}} \right)^{\frac{m+1}{m}} \quad (8)$$

Exprimant le tenseur des vitesses de déformation : $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \partial \varphi / \partial \bar{\sigma}$, on a l'expression du tenseur des contraintes :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\bar{\sigma}}{\dot{\bar{\epsilon}}} \left(\frac{2}{3c} \text{dev}(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{pl}) + \frac{1}{9f} (\text{tr} \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^{pl}) \mathbf{I} \right) \quad (9)$$

La forme faible du problème mécanique est exprimée de façon à être résolue à chaque incrément en formulation vitesse-pression. Le problème à résoudre est composé de deux équations, la première est la forme faible de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement et la deuxième est liée à la loi de compressibilité de la poudre. Ceci nous amène à résoudre le problème suivant :

$$\begin{cases} \forall \mathbf{v}^* \int_{\Omega} \mathbf{s} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{v}^*) d\Omega - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \mathbf{v}^* d\Omega - \int_{\Omega} \rho_0 \rho_r \mathbf{g} \mathbf{v}^* d\Omega - \int_{\partial\Omega} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{v}^* \cdot \mathbf{n} d\Gamma = 0 \\ \forall p^* \int_{\Omega} p^* \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + 9f \frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\bar{\sigma}} p \right) d\Omega = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Durant la densification, la fermeture de porosité induit la variation du volume apparent et ainsi de la densité relative. Ce phénomène est suivi par l'équation de conservation de la masse dans laquelle on utilise la vitesse calculée dans le problème (10) :

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial t} + \nabla \rho_r \cdot \mathbf{v} + \rho_r \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (11)$$

En pratique, une fois la vitesse calculée, l'équation précédente est résolue sous sa formulation faible, considérant v l'ensemble des fonctions tests :

$$\forall \varphi^* \in v, \int_{\Omega} \frac{\partial \rho_r}{\partial t} \varphi^* d\Omega + \int_{\Omega} \rho_r \nabla \varphi^* \cdot \mathbf{v} d\Omega + \int_{\Omega} \rho_r \varphi^* \nabla \cdot \mathbf{v} d\Omega = 0 \quad (12)$$

2 Simulation de l'échauffement par effet Joule et de la densification

2.1 Approches numériques

Les équations présentées sont résolues à l'aide de la librairie CimLib, développée au CEMEF [4], dans le cadre d'une approche monolithique. La géométrie simulée est occupée par un seul maillage malgré la présence de différents matériaux. Ayant besoin d'associer à chacun des matériaux ses paramètres physiques, il est nécessaire d'introduire une fonction qui décrit les différentes interfaces. Soit Ω le domaine de calcul, il est divisé en plusieurs sous domaines Ω_i qui recouvrent les différentes pièces de la géométrie. Ces sous domaines sont décrits par des fonctions distance signée (level sets). Notant Γ_i la frontière du sous domaine Ω_i [2], la level set associée à Ω_i est définie comme suit :

$$\alpha_i(\mathbf{x}) = \begin{cases} d(\mathbf{x}, \Gamma_i) & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega_i \\ -d(\mathbf{x}, \Gamma_i) & \text{si } \mathbf{x} \notin \Omega_i \\ 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Gamma_i \end{cases} \quad (13)$$

Cette fonction distance est utilisée pour définir une fonction caractéristique de chaque Ω_i , la fonction de Heaviside lissée est utilisée dans ce travail, où ε_m est une épaisseur autour de l'interface sur laquelle se fait la transition pour éviter toute discontinuité :

$$H(\alpha_i) = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha_i < -\varepsilon_m \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_i}{\varepsilon_m} + \frac{1}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \alpha_i}{\varepsilon_m} \right) \right) & \text{si } |\alpha_i| \leq \varepsilon_m \\ 1 & \text{si } \alpha_i > \varepsilon_m \end{cases} \quad (14)$$

De plus pour calculer les paramètres physiques des matériaux de façon à associer convenablement à chacun sa propriété, des lois de mélange sont définies en fonction de la level set. La densité et la capacité calorifique sont calculées par une moyenne arithmétique [6]:

$$\varphi = H(\alpha_i) \varphi_i + (1 - H(\alpha_i)) \varphi_j \quad (15)$$

Alors que les conductivités électriques et thermiques sont calculées à l'aide d'une moyenne géométrique [6] :

$$\frac{1}{\psi} = \frac{H(\alpha_i)}{\psi_i} + \frac{(1-H(\alpha_i))}{\psi_j} \quad (16)$$

D'autre part, pour calculer les paramètres intervenant dans le problème mécanique comme la consistance, le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation, et les coefficients c et f d'Abouaf, des test numériques ont montré que des lois de mélange par élément sont plus efficaces. Le mélange est calculé sur les éléments traversés par l'interface, selon l'expression :

$$\psi_{\Omega_e} = \frac{\psi_i |\Omega_i \cap \Omega_e| + \psi_j |\Omega_j \cap \Omega_e|}{|\Omega_e|} \quad (17)$$

Ω_e étant l'élément sur lequel s'effectuent les mélanges et ψ_i , ψ_j les propriétés relatives respectivement aux domaines Ω_i , Ω_j .

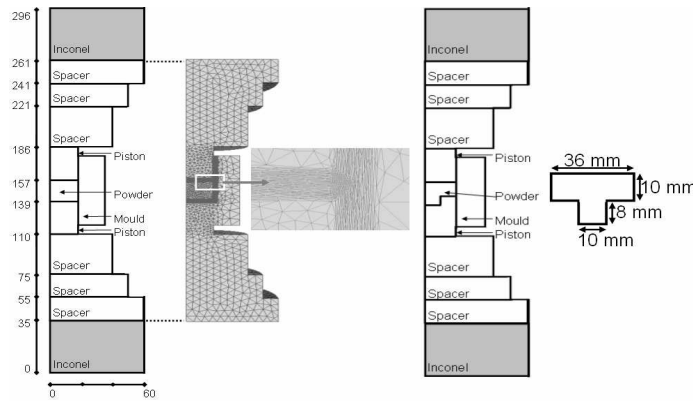


FIG 1 - Géométries simulées pour le problème couplé électrique-thermique-mécanique pour un échantillon cylindrique et en forme de « T » avec le maillage couvrant les différents matériaux et un zoom sur l'échantillon pour visualiser l'anisotropie.

Dans le but de diminuer l'erreur de calcul, la méthode level set et les lois de mélange sont accompagnées d'un remaillage anisotrope au niveau de l'interface. Le principe de la métrique utilisée pour le remaillage est de garder un maillage isotrope loin de l'interface et de générer des éléments anisotropes dans la direction du gradient de la level set autour de cette interface (Figure 1). La Fig 2 représente la conductivité électrique calculée après le remaillage et à l'aide des lois de mélange.

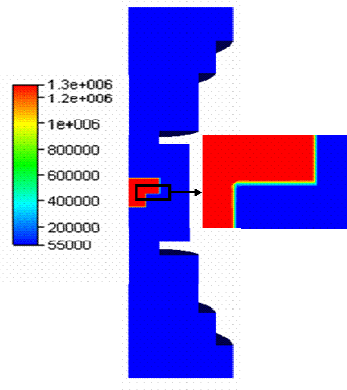


FIG 2 - Distribution de la conductivité électrique [$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$] sur l'ensemble de la géométrie. Les différents matériaux sont différenciés par l'association de la conductivité électrique convenable

2.2 Simulation du problème électrique thermique mécanique

La géométrie cylindrique de l'échantillon de la Fig 2 est considérée en premier lieu pour la

simulation du problème électrique thermique. L'échantillon a une hauteur de 20 mm et un diamètre de 36 mm. Deux matériaux sont choisis du fait de leurs différentes propriétés électriques : le TiAl et Al_2O_3 . Leurs propriétés physiques sont tirées de [7]. Le moule, les pistons et les spacers sont en graphite. Aux extrémités, deux spacers en inconnel sont rajoutés et sont refroidis à l'eau. Pour diminuer le temps de calcul nous ne considérons pas les pièces en inconnel dans la simulation, mais un flux de convection est imposé aux extrémités des spacers en graphite de façon à respecter les pertes thermiques à ce niveau :

$$\phi = h_{cond} \frac{k_{inconnel}/e_{inconnel}}{h_{cond} + k_{inconnel}/e_{inconnel}} (T_{graphite} - T_{water}) \quad (18)$$

Le coefficient de transfert $h_{cond} = 880 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ est considéré constant, $k_{inconnel}$ est la conductivité thermique de l'inconnel, $e_{inconnel}$ son épaisseur et T_{water} la température de l'eau (supposée constante à 296 K). De plus, puisque le procédé s'effectue sous vide, les flux de convection et de conduction de la surface latérale sont absents et on ne considère que les pertes de chaleur par rayonnement :

$$\phi_{radiation} = \sigma_B \varepsilon_r (T^4 - T_{wall}^4) \quad (19)$$

$\sigma_B = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ étant la constante de Stefan-Boltzmann, $\varepsilon_r = 0.8$ étant l'émissivité et la température du mur étant supposée constante égale à 296 K.

D'autre part concernant le problème électrique, nous avons simulé une boucle de régulation par PID (proportionnelle-intégrale-dérivée). Cette boucle permet de définir une consigne en température, et d'agir directement sur le potentiel ou le courant injecté, afin que la température mesurée s'égale avec la température de consigne. Les résistances de contact ne sont pas considérées ce qui conserve la continuité du potentiel électrique et de la température aux interfaces. Pour le problème mécanique, la poudre suit une loi viscoplastique compressible comme déjà mentionné. Nous concentrons nos résultats sur l'échantillon de TiAl. Les outils sont supposés rigides (les contraintes ne sont pas calculées dans le graphite) et un contact glissant est considéré entre la poudre et les outils. De plus, une vitesse constante de $6 \times 10^{-3} \text{ mm/s}$ est imposée dans les pistons supérieurs alors que le moule et les outils inférieurs sont considérés fixes. La porosité initiale dans la poudre de TiAl est considérée égale à 30%. La consistance $K(T)$ et le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation $m(T)$ sont thermo-dépendants, leurs valeurs sont déduites de la littérature pour un échantillon de Ti-47Al-2Cr-2Nb [8].

2.3 Résultats du problème électrique thermique

Dans un premier temps la porosité est négligée et l'échantillon est considéré comme un matériau dense pour les problèmes électrique et thermique. La distribution de température durant le procédé est directement liée à la distribution du courant électrique dans les pièces qui est à son tour liée à la géométrie et aux propriétés physiques des matériaux. Le choix des deux échantillons montre l'influence de la conductivité électrique sur la distribution du courant et par conséquent sur le chauffage. La Fig 3 représente la distribution de la norme de la densité du courant pour les deux matériaux.

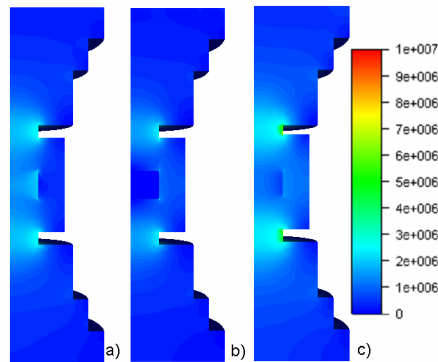


FIG 3 - Distribution de la norme de la densité du courant électrique pour le TiAl et l'alumine après 25 s a) et b) et pour l'alumine après 800 s c)

Au début du procédé, comme on peut le constater sur la Figure 3, dans le cas du TiAl le courant passe principalement à travers l'échantillon alors que dans le cas de l'alumine le courant est relativement absent dans la poudre et plus élevé dans le moule en graphite. Dans ce dernier cas, la conductivité électrique de l'alumine étant croissante avec la température, la valeur atteinte après un certain temps permet le passage du courant à l'intérieur de l'échantillon.

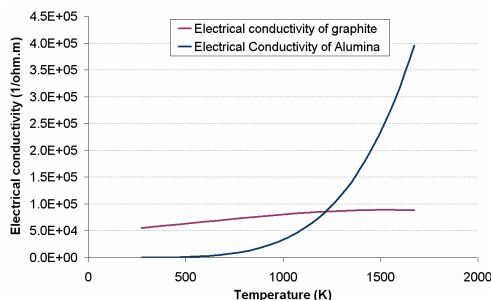


FIG 4 - Variation des conductivités électriques de l'alumine et du graphite en fonction de la température [7].

Pour l'échantillon conducteur, la densité du courant augmente près de l'interface avec le moule. En revanche, dans le moule en graphite, elle est minimale à l'interface avec l'échantillon, puis croît lorsqu'on s'approche du bord du moule. On constate la situation duale dans le cas de l'échantillon non conducteur en alumine (Figure 3 b) et c)). Ces hétérogénéités de densité de courant résultent essentiellement d'un effet géométrique : les lignes de courant issues des pistons divergent ou convergent selon les rapports des conductivités. En effet, cette différence aperçue au niveau de la densité du courant électrique affecte le gradient de la température et sa distribution dans l'échantillon. La Figure 5 représente les profils de la température dans la direction radiale au voisinage de l'échantillon d'alumine à deux instants différents, le chauffage au sein de l'échantillon n'est pas similaire et il varie au cours du temps vu que tous les paramètres sont thermodépendants.

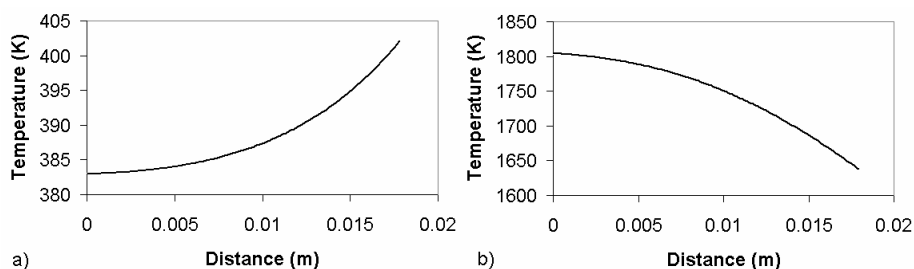


FIG 5 - Variation radiale de la température dans l'échantillon d'alumine: a) 25 s et b) 800 s

De plus, un écart important (150°C) est observé entre la température à coeur et au bord de l'échantillon. Ceci s'explique par la dimension de l'échantillon qui est importante et par les pertes par rayonnement, également importantes. D'autre part, la distribution de la température dans l'ensemble de la géométrie pour les deux échantillons est très similaire. Globalement, mis à part les effets qu'on vient de mentionner concernant le chauffage au voisinage de l'échantillon, le chauffage de la machine se fait de la même façon indépendamment des propriétés de la poudre. Ceci permet l'utilisation du frittage flash pour différents matériaux. Les pistons sont chauffés au début, et ils chauffent l'échantillon par conduction. Par contre, vu que l'effet de la géométrie joue un rôle non négligeable dans le chauffage, le mouvement du piston et de la matrice doit être bien analysé pour contrôler la symétrie géométrique et ainsi la symétrie du champ thermique dans l'échantillon.

2.4 Résultats du problème mécanique

Pour la partie mécanique, nous présentons les résultats pour la géométrie « en T » dans le but de montrer les hétérogénéités en pression et en densité dues aux effets géométriques. La pression est la plus élevée dans la section supérieure de l'échantillon et décroît vers le centre et le bas. Puisque la consistance décroît avec la température, nous remarquons que la pression devient de plus en plus faible plus la température est élevée.

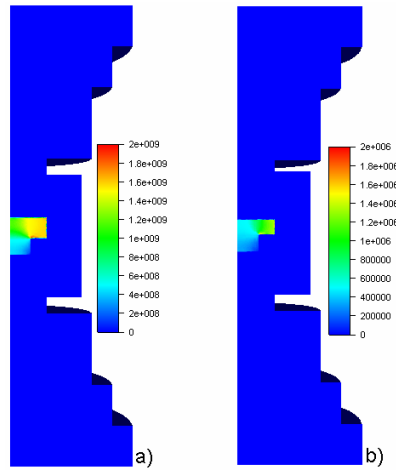


FIG 6 - Distribution de la pression [Pa] : a) après 25 s et b) après 800 s

L'hétérogénéité en pression entraîne une hétérogénéité durant la densification, la porosité est inférieure quand la pression est élevée. La densité relative initiale est 0.7, après 16 min elle atteint 0.99 dans la région supérieure de l'échantillon où la pression est la plus importante. Ainsi la simulation permet de résoudre le problème fortement couplé. A terme, elle devrait permettre de prédire la densification durant le procédé SPS dans le but d'optimiser les propriétés de l'échantillon compacté. La simulation devrait aider à déterminer au mieux la forme des spacers et des éléments moulants, qui sont très difficiles à appréhender actuellement et rendent la mise au point délicate pour les pièces complexes.

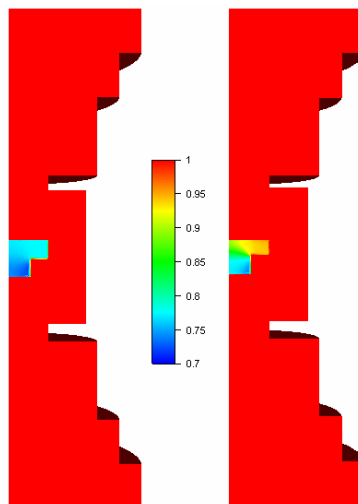


FIG 7 - Distribution de la densité relative après 425 s à gauche et 900 s à droite

3 Conclusion

Le procédé SPS est une technologie prometteuse dans le domaine de la métallurgie des poudres. Cependant, il est nécessaire de comprendre les phénomènes qui entrent en jeu lors du procédé pour pouvoir contrôler la microstructure des matériaux fabriqués après compaction. Dans ce travail, nous avons montré les premières approches pour simuler le couplage électrique thermique. Nous avons étudié la distribution du courant électrique dans l'ensemble de la géométrie du modèle SPS, pour passer ensuite à l'étude de la distribution de la température, sachant que le chauffage est assuré par l'effet Joule. L'échantillon est chauffé en partie par conduction thermique à travers les différentes pièces de la machine. Les hétérogénéités au sein de l'échantillon peuvent être significatives, du fait de la thermodépendance de tous les paramètres. Cependant ce couplage électrique thermique nécessite encore plusieurs modifications dans le but d'ajouter les phénomènes négligés et qui peuvent affecter les résultats. Ainsi les résistances de contact doivent être modélisées puisqu'elles peuvent modifier les gradients thermiques [10]. De plus, il est nécessaire d'introduire le couplage entre la porosité des

échantillons et les propriétés thermophysiques. Ensuite, nous avons couplé avec le problème mécanique, considérant un contact glissant avec le moule. Un échantillon en « T » est choisi, les résultats nous ont permis de suivre la densification dans ses différentes régions. De même que pour les autres problèmes, la physique aux interfaces devra être enrichie en tenant compte du frottement entre poudre et outils. A terme, ce modèle servira à concevoir les géométries des outils pour la fabrication de pièces industrielles.

Remerciements

Cette étude s'inscrit dans le projet "IRIS" (ANR-08-MAPR-0018) du programme Matériaux & Procédés de l'Agence Nationale de la Recherche.

Références

- [1] Abouaf M., C. J.-L. *Finite element simulation of hot isostatic pressing of metal powders*. Int. J. Num. Meth. Eng. , 25, 191-212, 1988.
- [2] Bruchon, J. D. (s.d.). *Using a signed distance function for the simulation of metal forming processes: Formulation of the contact condition and mesh adaptation from a lagrangian approach to an eulerian approach*. International Journal for numerical methods in engineering-Online.
- [3] Cao Wang , Laifei Cheng , Zhe Zhao, *FEM analysis of the temperature and stress distribution in spark plasma sintering: Modeling and experimental validation*, Computational Materials Science 49, 351–362, 2010.
- [4] Coupez, T. *Génération de maillage et adaptation de maillage par optimisation locale*. Revue européenne des éléments finis , 9, 4, 403-423, 2000.
- [5] C. Gruau , T. Coupez , *3D tetrahedral, unstructured and anisotropic mesh generation with adaptation to natural and multidomain metric*, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., 194, 4951, 2005.
- [6] Hachem, E. *Stabilized Finite Element Method for Heat Transfer and Turbulent Flows inside Industrial Furnace*. Ph.D. Thesis, Mines ParisTech, 2009.
- [7] Molénat, G., Durand, L., Galy, J., & Couret, A. (s.d.). *Temperature control in Spark Plasma sintering: an FEM approach*. Journal of Metallurgy .
- [8] Nieh T., Hsiung L., Wadsworth J., *Superplastic behavior of a powder metallurgy TiAl alloy with a metastable microstructure*, Intermetallics, 7, 163, 1999.
- [9] Shima S., Oyane. M. *Plasticity theory for porous metals*. International Journal of Mechanical Science , 18, 285-291, 1976.
- [10] Zavaliangos, A., Zhang, J., Krammer, M., & Groza, J., *Temperature evolution during field activated sintering*. Materials Science and Engineering , A 379, 218-228, 2004